

УДК 539.172.3

ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ПОГЛОЩЕНИИ И ЭМИССИИ γ -КВАНТОВ СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

В. М. Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

Л. М. Мельникова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Систематизированы экспериментальные характеристики сечения полного поглощения γ -квантов средними и тяжелыми ядрами в области энергий гигантского дипольного резонанса. Проведен анализ изменения параметров гигантского $E1$ -резонанса в зависимости от массы, энергии возбуждения и углового момента ядер. Экспериментальные результаты интерпретируются в рамках соответствующих теоретических подходов.

The characteristics on the experimental total cross sections for γ -quanta absorption by intermediate and heavy nuclei in the energy region of giant dipole resonance parameters as a function of nuclei mass, excitation energy and angular moment have been analyzed. The experimental data are interpreted in terms of relevant theoretical approaches.

ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрение экспериментальных сечений поглощения γ -квантов ядрами в широком диапазоне энергий от единиц до сотен мегаэлектронвольт показывает, что главной особенностью в них, на которую обращается внимание, является гигантский дипольный резонанс (ГДР). В области средних и тяжелых ядер — это резко выраженный максимум с амплитудой в несколько сотен миллибарн при энергиях 14–20 МэВ и шириной 4–8 МэВ, указания на который были получены уже в первых экспериментах с γ -излучением [1]. Схематическая зависимость, представляющая сечения поглощения γ -квантов ядрами в области 1–200 МэВ, приведена на рис. 1.

До энергий γ -квантов ~ 8 –9 МэВ, т. е. до области порогов вылета нуклонов наблюдается возбуждение индивидуальных состояний, микроскопическая природа которых близко связана с оболочечной структурой ядра. В области энергий от 10 до 30 МэВ систематически наблюдается возбуждение коллективных состояний, известных как гигантский дипольный ($E1$) резонанс. Выше энергий γ -квантов $E_\gamma = 30$ МэВ начинает проявляться квазидейтронный механизм их поглощения, что является следствием уменьшения длины

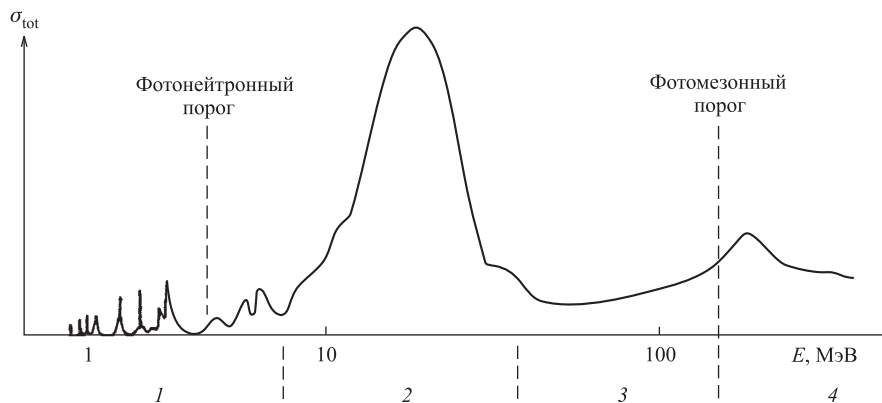


Рис. 1. Схематическая кривая зависимости полного сечения поглощения γ -квантов ядрами от энергии фотонов: 1 — область фотовозбуждения на связанные и несвязанные индивидуальные состояния; 2 — гигантский дипольный резонанс; 3 — область квазидейтронных эффектов; 4 — фотомезонный район

волны падающих фотонов. При энергиях выше порога рождения пионов наблюдается некоторый подъем сечения, связанный с областью нуклонных резонансов.

Экспериментальные исследования различных свойств ГДР сыграли решающую роль в формировании современных представлений о коллективных возбуждениях в ядрах, стимулировали и стимулируют развитие теоретических подходов для их описания. Гигантский $E1$ -резонанс интерпретируется с точки зрения как микроскопических, так и коллективных моделей. Поэтому изучение ГДР позволяет приблизиться к одной из важнейших проблем ядерной физики — описанию коллективных возбуждений на языке микроскопических теорий (высоковозбужденные коллективные состояния, энергия которых соответствует гигантскому дипольному резонансу, на языке микроскопических теорий являются когерентной суммой состояний типа «частица-дырка» ($1p-1h$), возникающих в момент поглощения γ -кванта ядром).

В настоящее время известно, что ГДР наблюдается для всех ядер (кроме дейтрона) и что он является частным случаем высоковозбужденного коллективного движения ядерной материи. Были обнаружены гигантские резонансы другой мультипольности: электрические изоскалярные квадрупольные $E2_0$, изовекторные квадрупольные $E2_1$, магнитные дипольные $M1$, октупольные $E3$ и др., для исследования которых широко использовалось рассеяние электронных и адронных пучков. Теоретические модели, развитые для описания гигантского $E1$ -резонанса, применялись и для описания гигантских резонансов другой мультипольности [2, 3].

Исследование свойств ГДР на фотонных пучках имеет ряд существенных преимуществ. Прежде всего, взаимодействие γ -квантов с ядрами происходит посредством электромагнитных сил, свойства которых наиболее изучены и хорошо известны. Электромагнитное взаимодействие является относительно слабым по сравнению с ядерным, что позволяет использовать аппарат теории возмущений. Фотоны приносят в ядро относительно малые нарушения (по сравнению с сильновзаимодействующими частицами) и являются наиболее адекватными инструментами для исследования структуры ядра. Вследствие того, что в области энергий гигантского $E1$ -резонанса длина волны фотона ($\lambda \approx 10\text{--}20$ Фм) больше размеров ядра, то для вероятности γ -переходов справедливо длинноволновое приближение, и, как следствие, прежде всего возбуждаются электрические дипольные колебания. Коллективное движение другой мультипольности подавлено, что позволяет изучать свойства гигантского дипольного резонанса в наиболее «чистом» виде.

Существенные трудности для исследований на фотонных пучках создает отсутствие монохроматического γ -излучения, которое позволило бы проводить детальные исследования в широком энергетическом диапазоне, например 5–50 МэВ. Поэтому основная масса фотоядерных данных о гигантском дипольном резонансе получена в данное время на пучках тормозного γ -излучения электронных ускорителей [4]. Такие пучки получают при торможении ускоренных электронов в мишенях из материалов с большим атомным номером Z (вольфрам, тантал, золото). Они имеют непрерывный спектр с максимальной энергией $E_{\gamma m}$, соответствующей кинетической энергии ускоренных электронов E_k . Непосредственно полученные из экспериментов на таких пучках данные (за небольшим исключением) имеют вид кривых выходов $Y(E_{\gamma m})$, которые связаны с сечениями изучаемых реакций $\sigma(E)$ интегральным уравнением

$$Y(E_{\gamma m}) = k \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma m}} \sigma(E) \Phi(E, E_{\gamma m}) dE, \quad (1)$$

где $\Phi(E, E_{\gamma m})$ — спектр тормозного излучения; $E_{\gamma m}$ — энергия порога изучаемой реакции; k — нормировочный коэффициент, зависящий от типа используемого монитора. Решение такого уравнения представляет собой некорректную задачу, т. е. небольшие погрешности в измерении выхода приводят к значительным неопределенностям в получении сечения. Для расчета сечений из кривых выходов разработан ряд методов [5–7], позволивших получить широкий круг данных. Тем не менее требования к точности измерения кривых выходов очень высоки.

Трудности работы с тормозными пучками привели к попыткам получить различные источники монохроматического излучения с изменяющейся энер-

гией γ -квантов, используя комптон-эффект на покоящемся и движущемся электроны [8–10], или «монохроматизировать» тормозной спектр методами совпадений [11] (метод меченых фотонов). Однако наибольший объем надежных результатов получен на квазимонохроматических пучках. Такие пучки были получены путем аннигиляции позитронов на лету в мишенях с малым Z (литий, бериллий) [12, 13]. Более детально источники γ -квантов и методики работы на них описаны в работе [14]. Различные подходы к исследованию фотоядерных реакций, обнаруженные расхождения полученных данных, их причины и способы устранения рассматриваются в работе [15].

Сечения фотопоглощения в области ГДР получены в различных экспериментах двумя основными способами: во-первых, методом суммирования сечений всех парциальных реакций, исчерпывающих сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(p, n) + \dots$, во-вторых, непосредственно методом поглощения пучка тормозных γ -квантов в исследуемой мишени. Нужно отметить, что этот метод не требует решения некорректной задачи, т. е. интегрального уравнения (1).

В данной работе при анализе характеристик гигантского дипольного резонанса в основном использованы и систематизированы, как наиболее точные, сечения σ_{tot} , полученные на квазимонохроматических пучках методом суммирования парциальных реакций [16] и на тормозных пучках методом полного поглощения [17, 18]. При этом основное внимание уделено средним и тяжелым ядрам, т. е. в области, где более выражены коллективные свойства гигантского дипольного резонанса.

Гигантский дипольный резонанс проявляется не только в поглощении γ -квантов, но и при их эмиссии из возбужденных ядер. В спектре γ -излучения, испускаемого при распаде возбужденных ядер, наблюдаются γ -линии, соответствующие энергии гигантского дипольного резонанса. Эта область исследований также отражена в обзоре.

1. ХАРАКТЕРИСТИКА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА. ОБЩЕЕ МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ

Впервые экспериментальные исследования гигантского дипольного резонанса были проведены в 1947 г. Болдуином и Клайбером [19] в сечениях фотоделения. Вскоре аналогичные резонансные особенности были выявлены в сечениях и других фотоядерных реакций (γ, n) , (γ, p) и стало ясно, что эта резонансная структура обусловлена наличием четко выраженного резонанса в сечениях поглощения γ -квантов ядрами.

Первые попытки теоретического описания ГДР были выполнены на базе капельной модели. Рассматривалась концепция колебания всех протонов и нейтронов относительно друг друга. Такого рода задачу впервые рассмотрел

А. Б. Мигдал [20] еще в 1945 г., чем фактически предсказал существование гигантского дипольного резонанса. В этой работе было рассчитано энергетическое положение резонанса на основе полуклассического представления о дипольных колебаниях взаимопроникающих протонной и нейтронной жидкостей, что содержатся в объеме с фиксированной поверхностью. При рассмотрении была использована связь интегрального момента σ_{-2} с ядерной поляризуемостью ε_0 :

$$\sigma_{-2} = \int \sigma(E) \frac{dE}{E^2} = 2\pi\varepsilon_0/\hbar c, \quad (2)$$

где \hbar — постоянная Планка; c — скорость света. Принимая для простоты равенство числа протонов числу нейтронов ($Z = N = A/2$), Мигдал получил энергетическое положение максимума дипольных колебаний E_d , которое связано с массовым числом ядра A соотношением

$$E_d = 80A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Полученная оценка впоследствии хорошо совпала с экспериментальным положением максимума гигантского дипольного резонанса для тяжелых ядер.

После открытия ГДР в сечениях фотоделения Гольдхабер и Теллер [21] рассмотрели несколько вариантов возможного объяснения этого явления. Согласно одной из предложенных моделей гигантский $E1$ -резонанс связан с колебаниями жесткой протонной сферы относительно нейтронной. В соответствии с этой простой моделью имеем следующее выражение для энергии E_d :

$$E_d = \text{const} \cdot A^{-1/6}. \quad (4)$$

Несколько позже Штейнведель и Йенсен [22] детально разработали другой вариант гидродинамической модели ядра, которая состоит из двух жидкостей: протонной с плотностью $\rho_p(\mathbf{r}, t)$ и нейтронной $\rho_n(\mathbf{r}, t)$, но их суммарная плотность $\rho_0(\mathbf{r})$ не зависит от времени t :

$$\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_p(\mathbf{r}, t) + \rho_n(\mathbf{r}, t). \quad (5)$$

Это условие эквивалентно требованию, что ядерное вещество не сжимается, или, более точно, пренебрежению связями колебаний, соответствующих гигантскому $E1$ -резонансу, с колебаниями, которые возникают при сжатии ядра. В рамках этой модели было показано, что

$$E_d = \text{const} \cdot A^{-1/3}. \quad (6)$$

Выражения (4) и (6) дают качественно различную зависимость энергии дипольного резонанса от A . На рис. 2 приведена систематика экспериментальных значений энергий E_d гигантских резонансов в зависимости от массы

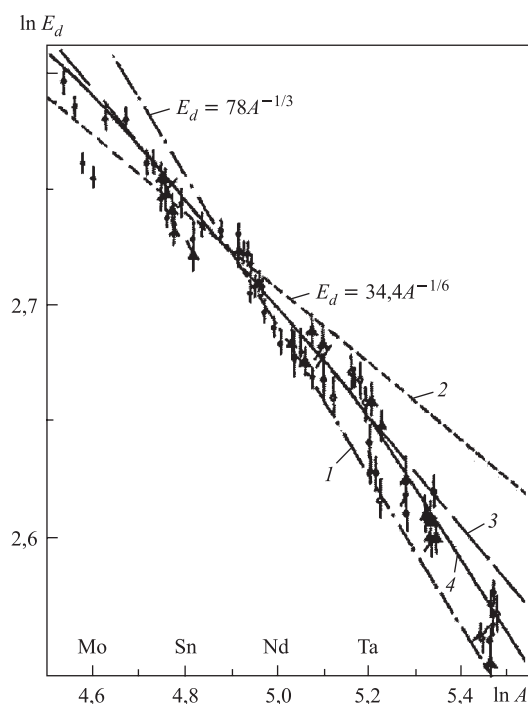


Рис. 2. Зависимость энергии максимума гигантского дипольного $E1$ -резонанса от массового числа

ядер в области $90 < A < 239$. На этом рисунке и в других темными кружками и треугольниками обозначены экспериментальные данные, полученные на квазимонохроматических γ -пучках соответственно в Сакле и Ливерморе при измерении σ_{tot} методом суммирования парциальных сечений: $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(p, n) + \dots$ [16]. Светлые точки получены методом полного поглощения [17, 18] в ИЯИ РАН. На рис. 2 кривой 1 показана зависимость $E_d = 78A^{-1/3}$ МэВ, кривой 2 — $E_d = 34,4A^{-1/6}$ МэВ. Видно, что оба эти выражения в области средних и тяжелых ядер дают близкие значения, что затрудняет однозначный выбор зависимости на основе существующих результатов. Хотя в данном случае, как видно из рисунка, первая зависимость лучше согласуется с экспериментом в области тяжелых ядер, вторая — в области средних. В связи с такой неопределенностью была предпринята попытка аппроксимировать зависимость $E_d = f(A)$ полуфеноменологическими формулами. На рис. 2 кривой 3 показана зависимость $E_d = c_1 A^{-1/c_2}$ МэВ, где

параметры $c_1 = 47,9$ МэВ и $c_2 = 4,27$ МэВ. На этом же рисунке сплошной кривой 4 показана зависимость $E_d = c_3 A^{-1/3}(1 - e^{-A/A_0}) + c_4 A^{-1/6} e^{-A/A_0}$, где $c_3 = 77,9$ МэВ, $c_4 = 34,5$ МэВ, $A_0 = 238$. Видно, что кривые 3 и 4 удовлетворительно описывают зависимость энергии ГДР от параметра A во всем рассматриваемом диапазоне масс ядер, но кривая 4, по-видимому, предпочтительнее.

Последующее развитие гидродинамическая модель Штейнведеля и Йенсена получила в работах Даноса [23] и Окамото [24]. Все предыдущие варианты гидродинамических моделей относились к случаю сферических ядер. Однако по мере накопления экспериментальных данных было показано наличие корреляции между шириной гигантского $E1$ -резонанса Γ и величиной параметра деформации ядер. Естественным следствием развития гидродинамической модели на область деформированных аксиально-симметричных ядер, имеющих два характеристических размера R_i , явилась гипотеза, что ГДР представляет собой суперпозицию двух резонансов с энергиями $E_i \sim R_i^{-1}$, а в случае асимметричных ядер — даже трех резонансов.

Таким образом, для аксиально-симметричных вытянутых ядер низкоэнергетическое состояние $|\Psi(\Delta K = 0)\rangle$ с энергией E_1 и шириной $\Gamma(E_1)$ соответствует колебаниям вдоль большой оси симметрии, высокоэнергетическое состояние $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$ с энергией E_2 и шириной $\Gamma(E_2)$ — колебаниям вдоль поперечных (малых) осей ядерного эллипсоида. Здесь K — проекция момента ядра I на ось симметрии. В модели Даноса–Окамото дипольные переходы, которые формируют ГДР, связаны с $\Delta K = 0$ или $\Delta K = 1$. Иллюстрация этих представлений дана на рис. 3. На рис. 3, а представлены модельные типы формы ядер: сферическая, вытянутый аксиально-симметричный эллипсоид и сплюснутый эллипсоид, на рис. 3, б — значения энергии колебаний вдоль соответствующих осей и интенсивности дипольных переходов F , а на рис. 3, в — форма экспериментальных сечений поглощения γ -квантов в области ГДР соответствующими ядрами различной формы. Из рис. 3, б видно, что для сферической формы ядра колебания вдоль трех осей вырождены и совпадают по энергии, а для аксиально-симметричной вытянутой и сплюснутой форм вырожденными остаются колебания равновеликих осей. Если принять, что форма ядра описывается с помощью разложения по сферическим функциям, то

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\Theta, \varphi) \right], \quad (7)$$

и для аксиально-симметричного ядра

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 [1 + \beta_0 Y_{20}(\Theta, \varphi)]. \quad (8)$$

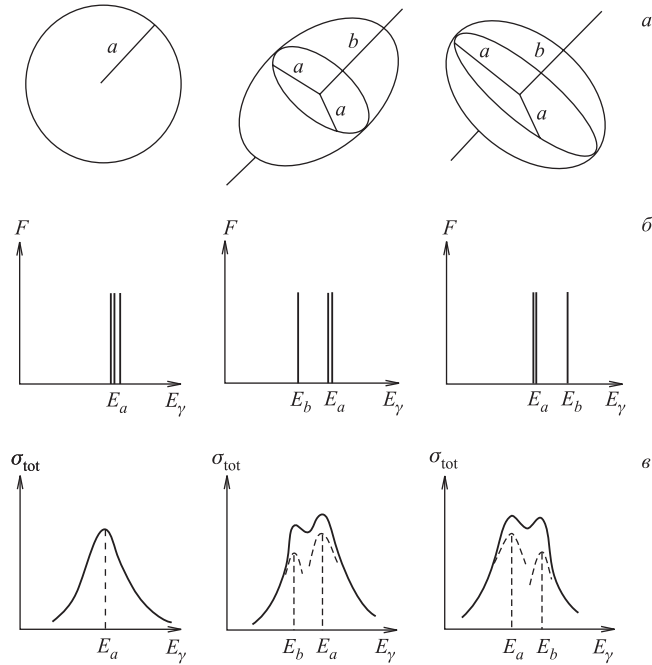


Рис. 3. Теоретические представления о зависимости формы кривой гигантского дипольного резонанса от типа формы ядра

Параметр деформации $\beta_0 = \alpha_{20}$, соответственно оси эллипсоида

$$\begin{aligned} a &= R(\Theta = 0) = R_0(1 + 0,63\beta_0), \\ b &= R(\Theta = \pi/2) = R_0(1 + 0,32\beta_0), \\ R_0 &= r_0 A^{1/3}, \end{aligned} \quad (9)$$

где r_0 — радиус ядра. Данос и Окамото [23, 24] показали, что для деформированных аксиально-симметричных ядер энергии двух максимумов E_a и E_b , на которые расщепляется ГДР, связаны с осями $a \neq b$ ядерного эллипсоида следующим образом:

$$E_a/E_b = 0,811a/b + 0,089. \quad (10)$$

Непосредственным следствием статической коллективной модели Даноса–Окамото является пропорциональность величины расщепления ГДР деформированного ядра $\Delta E = E_b - E_a$ параметру деформации β_0 :

$$\Delta E = \text{const} \cdot A^{-1/3} \beta_0, \quad (11)$$

что естественным образом объяснило наличие взаимосвязи между шириной гигантского резонанса и величиной деформации ядра.

Состояние ГДР соответствует области энергии возбуждения, когда ширина Γ_s уровней s больше их плотности D_s ($\Gamma_s > D_s$) и они перекрываются. Это свойственно непрерывному спектру или близкой к нему области. В этом случае экспериментальное одногорбое сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{tot}}(E)$ описывается кривой Лоренца:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_L(E) = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma_0^2}{(E^2 - E_0^2)^2 - E^2 \Gamma_0^2}, \quad (12)$$

где σ_0 — сечение фотопоглощения в максимуме; E_0 — энергия резонанса; Γ_0 — полуширина ГДР.

Двугорбые сечения фотопоглощения $\sigma_{\text{tot}}(E)$ для деформированных ядер в области $\sim 8\text{--}20$ МэВ аппроксимируются суммой двух лоренцевских кривых:

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{(E\Gamma_i)^2}{(E^2 - E_0^2)^2 - (E\Gamma_i)^2}, \quad (13)$$

где σ_i , E_i и Γ_i аналогичны соответствующим параметрам формулы (12). Найденные значения энергий E_1 и E_2 в этом случае соответствуют E_a и E_b в формуле (10).

Расщепление гигантского дипольного резонанса в деформированных ядрах четко наблюдалось в работах многих экспериментальных групп, проведенных как на тормозных, так и на квазимонохроматических пучках γ -квантов [4]. Для примера на рис. 4 показана эволюция формы ГДР на ядрах изотопов неодима. Сечения $\sigma_{\text{tot}}(E)$ получены методом суммирования парциальных реакций $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, 2n)$ [25]. Ядро ^{142}Nd сферическое, и ГДР для него имеет одногорбую форму. Он аппроксимируется одной лоренцевской кривой (сплошная кривая на рис. 4). По мере роста массового числа от изотопа ^{142}Nd к изотопу ^{150}Nd увеличивается параметр деформации β_0 , гигантский дипольный резонанс постепенно расширяется и для сильнодеформированного ядра ^{150}Nd приобретает отчетливую двугорбую форму, которая аппроксимируется двумя кривыми лоренцевского типа.

На рис. 5 показана эволюция формы ГДР в области ядер $154 \geq A \geq 197$. Сечения получены методом поглощения [18]. Видно, что в области сильнодеформированных ядер ^{154}Sm – ^{182}W гигантский резонанс расщеплен на два максимума. Однако по мере уменьшения деформации ядер ширина ГДР уменьшается, и для сферического ядра ^{197}Au ГДР приобретает одногорбый вид.

Успехи рассмотренной статической коллективной модели в объяснении экспериментальных фактов привели к попыткам ее дальнейшего усовершен-

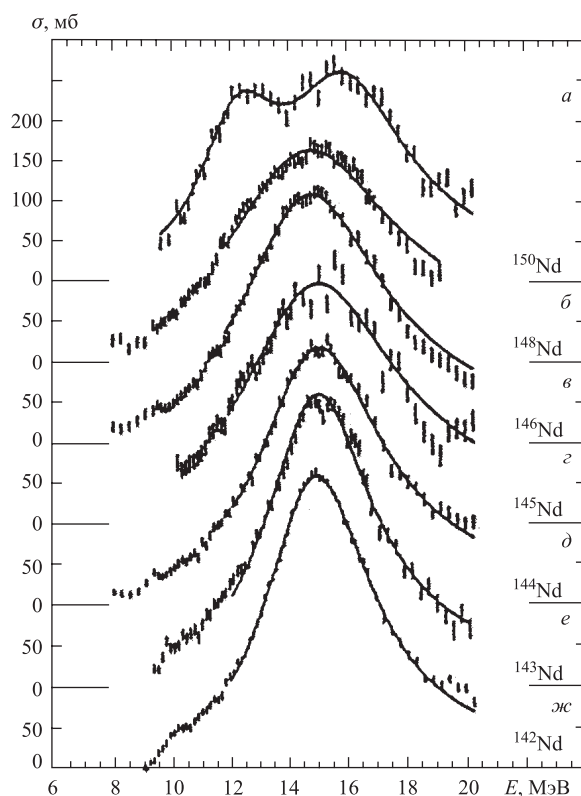


Рис. 4. Сечение полного фотопоглощения для ядер изотопов неодима с $142 \leq A \leq 150$

ствования и обобщения. Так, например, для ядер с $N-Z \gg 1$ было предложено рассмотрение, когда ядро состоит из трех жидкостей: протонной и двух нейтронных. При этом нейтроны разделяются на две группы — нейтроны, которые занимают такие же уровни, что и протоны, и «избыточные» нейтроны, которые не уравниваются протонами.

Обобщение гидродинамической модели на случай статически неаксиальных ядер было предпринято Инопиным [26]. Показана возможность существования для ядер такого типа трех невырожденных дипольных мод, что соответствует колебаниям протонов относительно нейтронов вдоль трех главных осей ядерного эллипсоида. Однако надежных экспериментальных данных о расщеплении гигантского дипольного резонанса на три максимума до настоящего времени не получено.

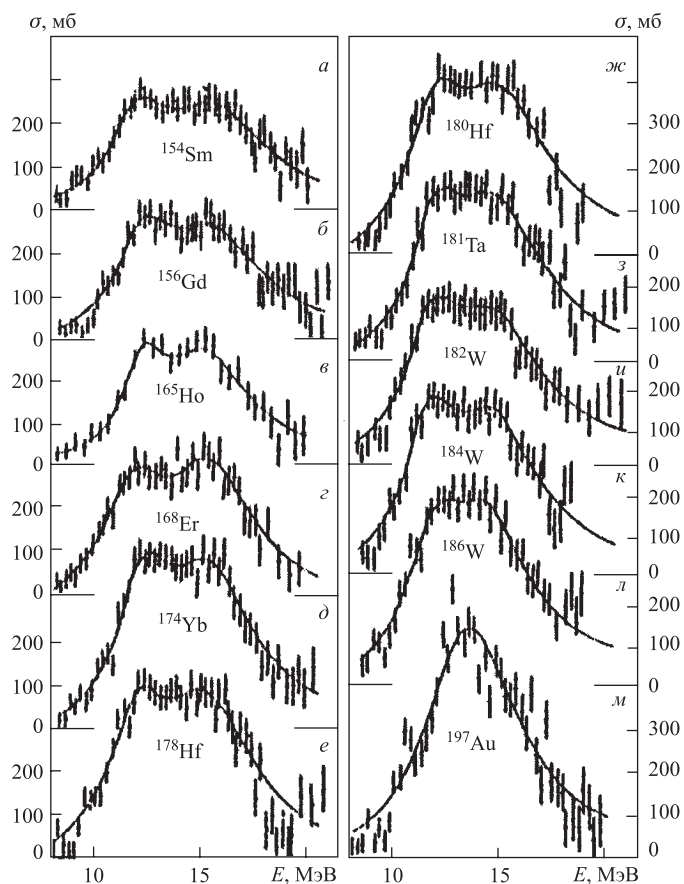


Рис. 5. Сечение полного фотопоглощения в области ГДР для ядер с $154 \leq A \leq 197$

Экспериментальное наблюдение зависимости расщепления ГДР от параметра деформации ядра в явной форме указало на существование сильной связи дипольных колебаний с формой ядерной поверхности. Таким образом, экспериментально было доказано, что деформированные ядра проявляют свойства анизотропии [27], т.е. зависимость их электрических характеристик от ориентации ядра по отношению к внешнему полю. В общем случае дипольная поляризуемость, коэффициент пропорциональности между индуцированным дипольным моментом \mathbf{D} и величиной внешнего электрического поля \mathbf{E} содержат, кроме скалярной, также векторную и тензорную компоненты.

При описании некоторых вариантов гидродинамических моделей отмечалось, что они используют существенное ограничение, которое сводится к требованию неизменности ядерной поверхности. Однако гигантский $E1$ -резонанс имеет ряд особенностей, что определяется характером движения поверхности ядра. Для их описания в работах Даноса и Грайнера [28], Семенко [29], Летурно [30] для деформированных ядер была предложена более последовательная теория — модель квадрупольно-дипольного взаимодействия или динамическая коллективная модель, которая учитывала коллективные степени свободы ядра. Эта модель позволила сделать предсказания свойств и характеристик ГДР на основе параметров низкоэнергетического коллективного спектра ядерных возбуждений.

Расчеты по динамической коллективной модели проводились в адиабатическом приближении, т. е. в предположении малости энергии движения поверхности ядра E_{coll} по сравнению с энергией дипольных колебаний E_d . Это означает, что ядро медленно меняет форму по сравнению с периодом колебаний гигантского резонанса.

Согласно динамической коллективной модели [31] ядерный гамильтониан \hat{H} , который описывает разные коллективные степени свободы ядра, имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_d + \hat{H}_{\text{coll}} + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (14)$$

где \hat{H}_d описывает дипольные колебания; \hat{H}_{int} — связь дипольных и квадрупольных колебаний; \hat{H}_{coll} — движение поверхности ядра. Для случая деформированных четно-четных ядер \hat{H}_{coll} содержит члены, которые определяют вращение ядра \hat{H}_{rot} , а также β - и γ -колебания — \hat{H}_{vib} . Также могут содержаться члены и второго порядка малости, которые отвечают, например, за октупольные колебания, и т. д.

Учет связи ГДР с колебаниями ядерной поверхности приводит к тому, что для деформированных ядер более высокая по энергии и начально вырожденная дипольная мода $\Psi(\Delta K = 1)$ может расщепиться. Кроме того, возникают вибрационные сателлиты основных дипольных переходов, на которые перераспределяется часть дипольной силы.

При расширении динамической модели на область нечетных деформированных ядер ядро рассматривается как система, состоящая из четно-четного остова и внешней частицы. Для описания остова используется коллективная модель, а дополнительная нечетная частица описывается в рамках оболочечной модели с деформированным потенциалом.

Для сферических ядер динамическая модель была развита Летурно [30] и Вебером, Хубером, Грайнером [32]. Было показано, что в отличие от случая деформированных ядер, где уже учет статической формы ядерной поверхности приводит к правильному описанию расщепления ГДР, в сферических ядрах форма ГДР полностью определяется взаимодействием дипольных колебаний ГДР с колебаниями поверхности.

На основе представленной динамической коллективной модели в целом ряде теоретических работ были выполнены расчеты распределения интенсивности дипольных переходов для конкретных ядер с учетом реальных параметров [33]. Результаты этих расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными, однако число модельных параметров, использованных в расчетах, значительное. Вторым слабым местом этих расчетов является вопрос ширины ГДР.

В последующие годы прогресс в теории был связан с тем, что для описания низкоэнергетических коллективных возбуждений, особенно для переходных ядер, был предложен ряд новых реалистических моделей, в которых и расчеты были проведены на основе динамической коллективной модели [34–36].

На рис. 6 приведено сравнение интенсивностей дипольных переходов для изотопов вольфрама, рассчитанных в [37] с экспериментальными сечениями из работы [17]. Расчет энергий и волновых функций дипольного спектра проводился путем диагонализации гамильтониана в модели квадрупольно-дипольного взаимодействия [37]. Для описания низкоэнергетического спектра в расчетах использовался гамильтониан квадрупольных колебаний Кумара–Баранже [34]. Из рисунка видно, что расчеты качественно согласуются с экспериментом и хорошо описывают изменение параметров ГДР с изменением массы изотопов вольфрама.

Феноменологические коллективные модели дают в общих чертах правильное описание гигантского $E1$ -резонанса. Они позволяют наглядно описать и объяснить основные процессы, благодаря которым возникает ГДР, удовлетворительно описывают распределение интенсивностей дипольных переходов и основные черты структуры сечений, особенно в области средних и тяжелых ядер. Эти модели позволили понять важную роль связи дипольных колебаний с колебаниями и вращением его поверхности. Однако для них существуют принципиальные ограничения, в основном связанные с пренебрежением индивидуальным движением нуклонов в ядре. Более того, эти модели не объясняют величины и характера изменения одного из параметров ГДР — его ширины. Отметим, что попытки описать ширину как функцию массы ядер путем введения в модель Штейнведеля–Йенсена ядерной вязкости не привели к удовлетворительным результатам [38, 39]. Чтобы понять причины успехов и неудач коллективных теорий, необходимо рассмотреть вышеупомянутые задачи и проблемы с точки зрения более фундаментальных микроскопических теорий.

Впервые попытка микроскопического описания гигантского дипольного резонанса с помощью сечения фотопоглощения была предпринята Уилкинсоном в рамках модели независимых частиц [40]. В этой модели предполагалось, что нуклоны движутся в некотором среднем поле, которое описывается самосогласованным потенциалом. В качестве этого потенциала можно вы-

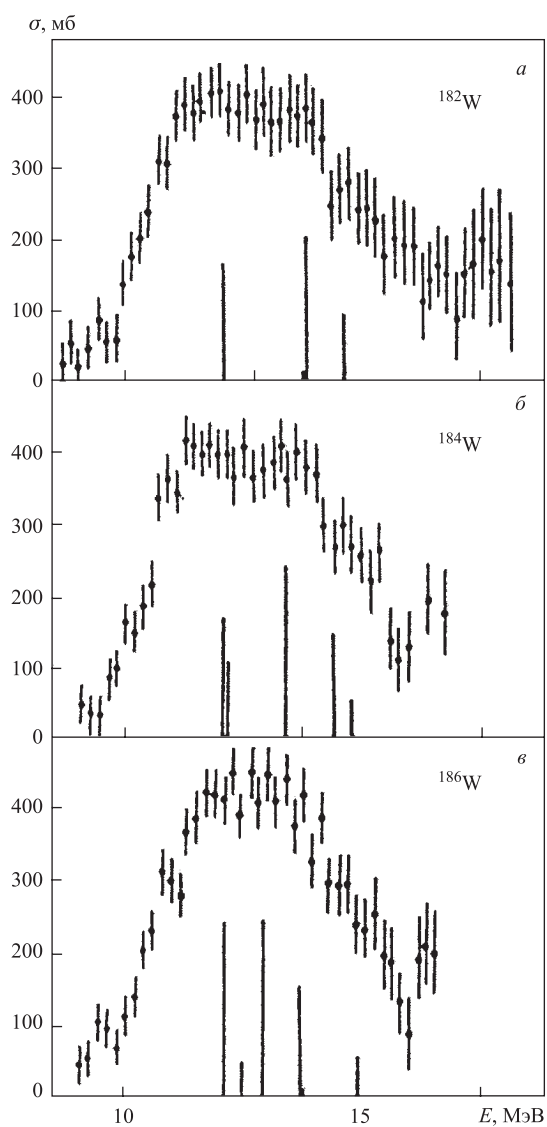


Рис. 6. Сравнение полного сечения фотопоглощения для ядер изотопов вольфрама с результатами расчетов интенсивностей дипольных переходов по динамической коллективной модели

братъ, например, потенциал Вудса–Саксона. Последовательность энергетических уровней в такой схеме характеризуется набором соответствующих кван-

товых чисел и интерпретируется как совокупность ядерных оболочек. Средняя энергия дипольных переходов определяется энергетическим интервалом между соседними оболочками, переход между которыми разрешен правилами отбора. Однако полученное Уилкинсоном значение энергии ГДР оказалось в два раза меньше величины, полученной в эксперименте.

Дальнейшее развитие микроскопического подхода к описанию гигантского $E1$ -резонанса было предпринято в работах Эллиота, Флауэрса [41] и Брауна, Болстерли [42]. В схематической модели Брауна–Болстерли сделан принципиальный шаг вперед в развитии теории: им удалось в общем виде показать, что учет остаточного взаимодействия (в том числе и его недиагональной части) может естественным образом объяснить положение максимума ГДР в сечениях ядерного фотопоглощения. Полный гамильтониан, который описывает ядро \hat{H} , в данном случае принимает вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}, \quad (15)$$

где \hat{H}_0 — гамильтониан модели независимых частиц; \hat{U} — остаточное парное взаимодействие между нуклонами, которое не сводится к самосогласованному потенциалу.

Последующее усовершенствование микроскопическая теория получила в целом ряде расчетов.

Существенным итогом этих расчетов, проведенных в рамках многочастичных моделей оболочек, является предсказание в области гигантского дипольного резонанса одного-двух сильных возбуждений, которые вбирают в себя практически всю сумму $E1$ -переходов. Полученный результат практически совпадает с тем, что дают простые коллективные модели. Этот факт не является случайным, так как «когерентное» состояние является суперпозицией многих чистых конфигураций — он формируется за счет возбуждения многих нуклонов. По этой причине когерентное дипольное состояние Ψ_n -части называют коллективным дипольным состоянием. Заметим, что степень коллективности произвольного состояния Ψ по отношению к какому-либо коллективному возбуждению описывается оператором $\hat{\Theta}$, при этом если $\langle \psi | \hat{\Theta} | \rangle \approx 1$, то состояние существенно коллективное, при $\langle \psi | \hat{\Theta} | \rangle \approx 0$ состояние не является состоянием коллективного движения.

Однако несмотря на большие успехи, достигнутые микроскопическими теориями, относительно удовлетворительное описание структурных особенностей сечений поглощения удалось получить только для легких ядер, а также ряда характеристик — для средних и тяжелых магических ядер. Для объяснения детальных свойств гигантского $E1$ -резонанса немагических тяжелых ядер микроскопический подход требует существенно более сложных расчетов. Так, например, последовательный учет всех состояний $2p-2h$, которые принимают участие в формировании ГДР у тяжелых ядер, является очень

трудной задачей из-за их большой плотности ($\sim 10^3 \text{ МэВ}^{-1}$). Поэтому в теории ГДР остается актуальной задача разработки моделей, которые описывают широкий круг свойств ядер на основе использования небольшого числа параметров.

2. ШИРИНА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Из предыдущего раздела следует, что развитые до настоящего времени модели не дают достаточно полной информации о происхождении и величине такой важной характеристики ГДР, как его ширина. Этим объясняется в значительной степени интерес к этой проблеме [43].

2.1. Влияние ядерных оболочек на ширину E_1 -резонанса. Экспериментальная ширина ГДР для сферических ядер определяется как ширина на половине максимума кривой $\sigma_{\text{tot}}(E)/E$ [44]. Для деформированных ядер ширины измеряются на половине ординаты функции $\sigma_{\text{tot}}(E)/E$ при энергии $E_d = 1/3E_1 + 1/3E_2$, где E_1 и E_2 — соответственно энергии первого и второго максимума двугорбой кривой сечения σ_{tot} , т. е. E_d в этом случае определяется согласно статической модели как центр тяжести гигантского дипольного резонанса. Необходимо, однако, отметить, что определенные таким образом из кривых $\sigma_{\text{tot}}(E)/E$ ширины практически идентичны ширинам Γ , полученным непосредственно из кривых $\sigma_{\text{tot}}(E)$. Неопределенность измерений Γ в различных экспериментах находится в пределах 0,1–0,2 МэВ.

Систематизированные экспериментальные данные, полученные в различных лабораториях по ширинам Γ дипольных резонансов для широкого спектра ядер, которые отражают современное состояние исследования этой характеристики ГДР, приведены на рис. 7. Условные обозначения те же, что и на рис. 2. Кривая 1 проведена по экспериментальным точкам методом графической интерполяции. Из рисунка видно, что характер изменения Γ как функции от A имеет сложный вид и сильно зависит от степени заполнения ядерных оболочек. Ширина гигантского дипольного резонанса минимальна для «жестких» сферических магических ядер в области заполнения нейтронных оболочек $N = 50, 82, 126$ и протонных оболочек $Z = 50, 82$. Она возрастает для переходных ядер и достигает максимума для сильнодеформированных.

Здесь же на рис. 7 кривыми 2 и 3 показаны результаты расчетов ширины $\Gamma = f(A)$ в рамках гидродинамической модели путем введения в модель ядерной вязкости [38, 39]. Из сравнения видно, что величина и характер изменения расчетных кривых существенно расходятся с экспериментальными данными. Однако необходимо отметить, что учет оболочечных поправок, вероятно, мог бы улучшить согласие с экспериментом.

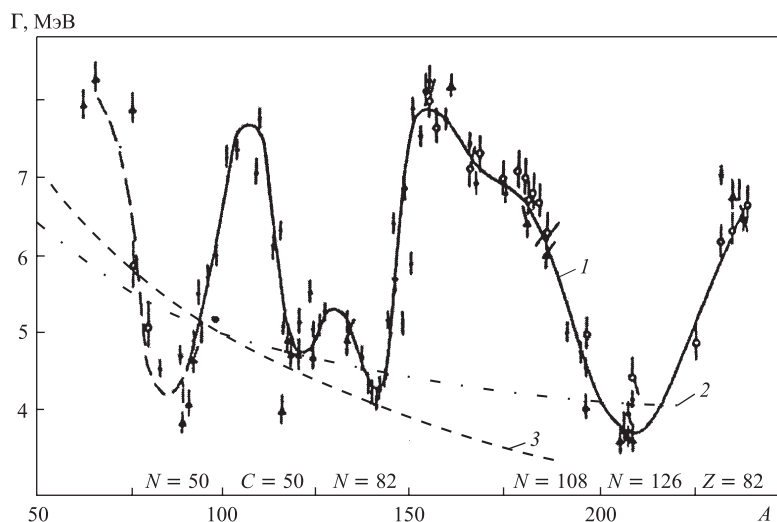


Рис. 7. Изменение ширины гигантского дипольного резонанса в зависимости от массового числа. Кривые 2, 3 — результаты расчетов [38, 39] соответственно

Сферические ядра с заполненными оболочками имеют одногорбые резонансы, ширина которых $\Gamma \approx 4$ МэВ. Для деформированных ядер ширина ГДР, согласно статической коллективной модели, должна увеличиваться за счет расщепления и сдвига максимумов кривых Лоренца. Это расщепление является функцией параметра деформации β_0 : $\Delta E = E_2 - E_1 \approx \text{const} \cdot A^{1/3} \beta_0$. На рис. 8 показаны экспериментальные значения ширины Γ (сплошная линия) и штриховой линией — параметры деформации β_0 для группы сферических и переходных ядер в области $92 < A < 140$ [44]. Видно, что величины $\Gamma(A)$ и $\beta(A)$ довольно хорошо коррелируют друг с другом.

Аналогичная зависимость для ядер с массами $150 < A < 200$, которая охватывает широкую область от сильнодеформированных (район лантанидов и актинидов), переходных (район платины) до сферических (в области свинца), приведена в работе [18]. Показано, что в целом ширина ГДР и параметр квадрупольной деформации коррелируют. Однако интересным является тот факт [18], что, начиная с $A = 165$, несмотря на то, что значение β_0 остается примерно постоянным, ширина ГДР для сильнодеформированных ядер лантанидов в интервале $165 < A < 180$ довольно заметно уменьшается. Таким образом, в отличие от установленного факта корреляции $\Gamma(A)$ и $\beta(A)$ [44], в области деформированных ядер обнаружено нарушение этой корреляции [18].

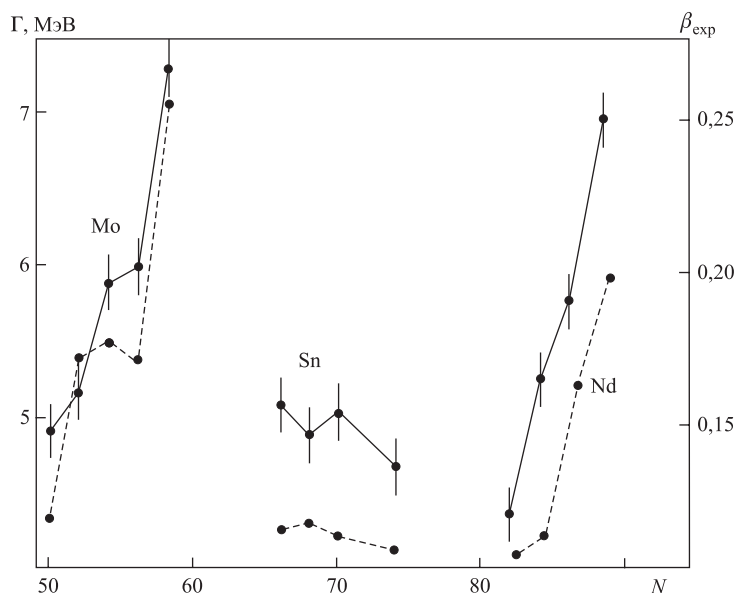


Рис. 8. Корреляция ширины гигантского дипольного резонанса Γ и параметра β_0 в области сферических ядер. Сплошные линии — ширина резонанса, штриховые — значения параметров деформации

Этот факт был объяснен в работе [18] наличием существенного влияния на ширину ГДР деформированной оболочки $N = 108$. Отметим, что расчеты положения одночастичных уровней в деформированном потенциале показали наличие такой оболочки при $N = 108$. Это влияние приводит к сужению кривых Лоренца, которые описывают состояния $|\Psi(\Delta K = 0)\rangle$ и $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$, а следовательно, к уменьшению полной ширины ГДР деформированных ядер рассматриваемой области. Все это указывает на то, что ширина гигантского $E1$ -резонанса является довольно чувствительным тестом на магичность ядер, т. е. на изменение плотности ядерных уровней вблизи границы Ферми.

2.2. Полуфеноменологическое описание ширины. Трудности теоретического описания ширины Γ как функции массового числа A привели к попыткам описать ее в рамках полуфеноменологического подхода [44, 45]. С точки зрения современных моделей ГДР ширина Γ дипольных резонансов для средних и тяжелых ядер обусловлена особенностями проявления ядерного взаимодействия, которые формируют их полную ширину. Отметим три такие особенности.

Во-первых, распад дипольного состояния в непрерывный спектр характеризуется прямой распадной шириной Γ^\uparrow . Во-вторых, как следует из динамической коллективной модели, учет связи дипольных осцилляций с движением поверхности ядра приводит к расщеплению дипольной силы по промежуточным коллективным состояниям и к дополнительному уширению $\Delta\Gamma$ дипольного резонанса. Величина этой связи определяется членом \hat{H}_{int} в формуле (14) и может быть охарактеризована безразмерным параметром [46] $\eta = 0,76\langle\hat{H}_{\text{int}}\rangle/E_2^+$, где E_2^+ — энергия первого однофонного состояния. В-третьих, взаимодействие простого дипольного состояния $1p-1h$ и состояний более сложной природы $2p-2h$, $3p-3h$ приводит к тому, что каждое дипольное состояние имеет ширину затухания Γ^\downarrow . Основная роль в этом процессе принадлежит связи дипольного состояния типа частица–дырка $1p-1h$ с двухчастичными состояниями $2p-2h$. При этом ширина затухания Γ^\downarrow , обусловленная связью возбужденного состояния $1p-1h$ непосредственно с состояниями $2p-2h$, определяется выражением [47]:

$$\Gamma^\downarrow = 2\pi\overline{\langle\Psi_c|V\Psi_d\rangle_c^2}\rho(E). \quad (16)$$

Здесь $\rho(E)$ — плотность $2p-2h$ -состояний; V — потенциал двухчастичного остаточного ядерного взаимодействия; $|\Psi_d\rangle$ — состояние гигантского $E1$ -резонанса; $|\Psi\rangle$ — состояние $2p-2h$ (усреднение проведено по c).

Из вышесказанного следует, что в первом приближении полная ширина ГДР для сферических ядер может быть представлена следующим феноменологическим соотношением:

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow + \Delta\Gamma. \quad (17)$$

Анализ экспериментальных ширин гигантского дипольного резонанса требует наличия систематизированных экспериментальных данных по полным сечениям поглощения γ -квантов для максимального числа ядер и накладывает довольно высокие требования к точности измерений. Поэтому в данной работе для анализа использованы результаты, полученные на квазимонохроматических пучках [16], а также методом поглощения [17, 18].

Рассматривая составляющие формулы (17), необходимо отметить, что для средних и тяжелых ядер прямая ширина Γ^\uparrow мала и ее можно не учитывать. Поэтому перейдем к рассмотрению составляющей Γ^\downarrow .

Как уже упоминалось, для ширины затухания Γ^\downarrow Данос и Грайнер [48] предложили энергетическую зависимость $\Gamma^\downarrow = \Gamma_0 E_d^g$. Левис [79], изучая энергетическую зависимость уширения резонансов для высокоэнергетических коллективных возбуждений и учитывая, что уширение $1p-1h$ -состояний представляет собой сумму ширин отдельных частичных и дырочных состояний, показал, что для Γ^\downarrow можно дать простую формулу: $\Gamma^\downarrow = aE_d^2$.

С целью изучения параметров в приведенных соотношениях в работах [44, 45] был проанализирован характер энергетической зависимости ширины дипольных состояний $|\Psi(\Delta K = 0)\rangle$ и $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$ для группы «жестких» сильнодеформированных ядер, для которых вкладом $\Delta\Gamma$ можно пренебречь. Анализ экспериментальных результатов проводился методом наименьших квадратов. В результате аппроксимации получены соответственно в [44] и [45] следующие зависимости, описывающие ширину затухания:

$$\Gamma^\downarrow = (0,026 \pm 0,005)E_d^{1,9 \pm 0,1}, \quad (18)$$

$$\Gamma^\downarrow = (0,019 \pm 0,005)E_d^2. \quad (19)$$

Как уже упоминалось выше, при переходе от сферических ядер к деформированным наблюдается дополнительное уширение ГДР, обусловленное расщеплением резонансов $|\Psi(\Delta K = 0)\rangle$ с энергией E_1 и $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$ с энергией E_2 относительно друг друга (см. соотношение (11)). Расчеты Хубера и др. [46] в рамках динамической коллективной модели также показывают, что при отсутствии связи дипольных и квадрупольных колебаний гамильтониан взаимодействия прямо пропорционален произведению энергии E_d и параметра деформации β_0 . Из сказанного непосредственно следует, что в феноменологическое выражение, которое описывает изменение ширины Γ , как параметр должно входить произведение $E_d\beta_0$.

В работе [44] в качестве величины, которая характеризует связь дипольных колебаний с колебаниями поверхности сферического ядра, была выбрана энергия первого вибрационного уровня 2^+ . На примере изотопов Mo, Sn и Nd было показано наличие корреляции между шириной Γ и величиной $1/E_2$. В результате аппроксимации методом наименьших квадратов получена формула, которая удовлетворительно описывает эволюцию экспериментальных ширины ГДР для сферических ядер в области $90 < A < 150$:

$$\Gamma = (0,026 \pm 0,05)E_d^{1,9 \pm 0,1} + (0,68 \pm 0,05)E_d\beta - (0,67 + 0,07)E_{2^+} \text{ МэВ}. \quad (20)$$

При переходе от сферических ядер к деформированным меняется характер движения ядерной поверхности и первый 2^+ -уровень низкоэнергетических возбуждений уже характеризует вращательное, а не колебательное движение ядерной поверхности. Поэтому в работе [45] в качестве параметра, который характеризует расщепление дипольной силы по промежуточным дипольным состояниям, обусловленное дипольно-квадрупольным взаимодействием, была выбрана энергия E_β^0 низколежащих 0^+ -уровней бета-вибрационной полосы. Значение этой энергии хорошо известно для большинства четно-четных ядер [50], и в качестве параметра она может быть использована при рассмотрении изменения ширины ГДР как сферических, так и деформированных ядер. На рис. 9 на примере изотопов молибдена, олова и

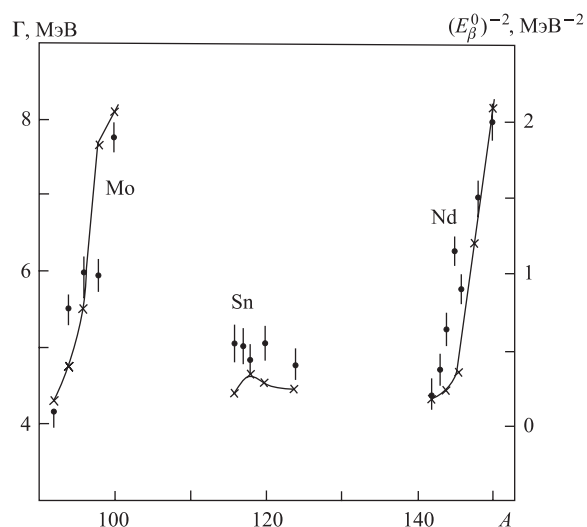


Рис. 9. Корреляция ширины гигантского резонанса (точки) и параметра $(1/E_\beta^0)^2$ (сплошные кривые) для изотопов молибдена, олова и неодима. E_β^0 — энергия низлежащих 0^+ -уровней квази-бета-вибрационной полосы

неодима показана корреляция ширины Γ и параметра $(1/E_\beta^0)^2$ [45]. Видно, что они вполне удовлетворительно коррелируют. Для сферических ядер значения $(1/E_\beta^0)^2$, как и ширина, максимальны для «мягких» переходных ядер и минимальны для ядер с заполненными оболочками или близкими к ним. Для «жестких» деформированных ядер, для которых дипольно-квадрупольное взаимодействие мало, величина $(1/E_\beta^0)^2$ также мала. Таким образом, можно считать, что часть полной ширины $\Gamma - \Gamma^\downarrow$ можно записать в виде

$$\Gamma - \Gamma^\downarrow = AE_d\beta + B(1/E_\beta^0)^2, \quad (21)$$

где A и B — подгоночные параметры.

В результате аппроксимации по методу наименьших квадратов экспериментальных ширин тяжелых ядер соотношениями типа (18) и (20) получено следующее выражение для описания эволюции ширины $E1$ -резонанса тяжелых ($A > 150$) ядер [45]:

$$\Gamma = (0,019 \pm 0,05) E_d^2 + (0,69 \pm 0,03) E_d\beta + (0,44 \pm 0,04) (E_\beta^0)^2 \text{ МэВ}. \quad (22)$$

Использовались параметры β_0 из работ [51, 52]. Сравнение экспериментальных значений ширин с расчетами по формуле (22) приведено в работе [45].

Было показано, что соотношение (22) хорошо описывает поведение ширины во всем рассматриваемом интервале как для деформированных, так и для сферических ядер.

При обосновании формул (18) и (19) считалось, что для «жестких» сильнодеформированных ядер распад простых дипольных состояний $1p-1h$ на состояния более сложной природы является единственным процессом, который вносит вклад в ширину первого $\Gamma(E_1)$ и второго $\Gamma(E_2)$ максимумов. Интерпретированные таким образом данные, на первый взгляд, подтверждают сильную зависимость Γ^\downarrow от энергии дипольного перехода. Однако если рассматривать отдельно «жесткие» сферические ядра с заполненными оболочками (нейтронными и протонными) ^{90}Zr , $^{116-124}\text{Sn}$, ^{139}La , ^{141}Pr , ^{142}Nd , ^{208}Pb , для которых ширина ГДР в рамках рассмотренных моделей должна определяться в основном величиной Γ^\downarrow , то оказывается, что экспериментальные ширины ГДР для этих ядер практически не зависят от энергии E_d и соответственно от A (см. рис. 7 и 10).

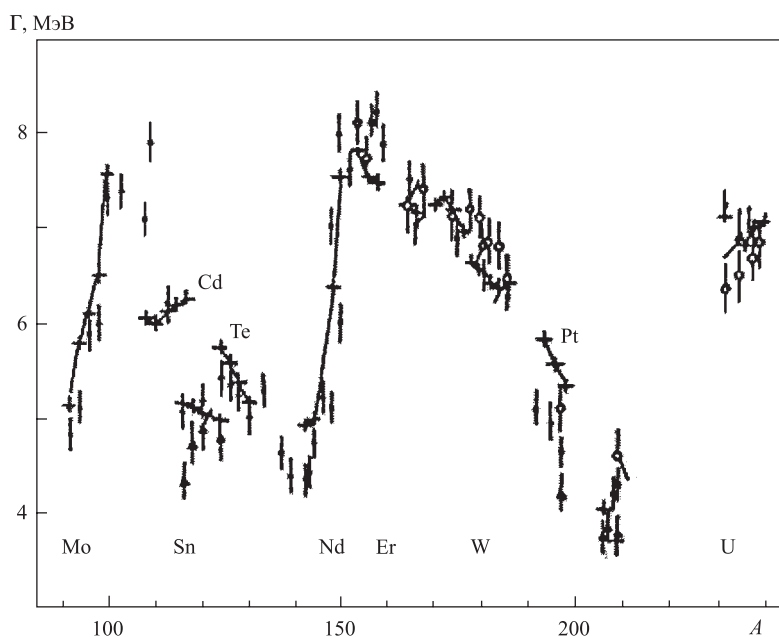


Рис. 10. Сравнение экспериментальных значений ширины ГДР с расчетами (крестики) согласно формуле (23) в области $90 < A < 240$

В то же время в работе [53] отмечается, что взаимодействие поперечных дипольных колебаний состояния $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$ с колебаниями поверхности

ядра может приводить к значительному его расщеплению. В этой же работе отмечено, что учет связи дипольных и квадрупольных колебаний приводит к усилению γ -вибрационных сателлитов поперечного (второго) максимума сечения, а следовательно, к значительному его уширению. Не обсуждая здесь обоснованности выводов работы [53], отметим, что все это, по-видимому, указывает на возможность другого механизма уширения состояния $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$, нежели использованный для получения параметров в формулах (18) и (19). Поэтому, возможно, использование для определения параметров в формулах для ширин затухания Γ^\dagger характеристик ГДР деформированных ядер не совсем корректно.

Если допустить, что ширина Γ^\dagger для средних и тяжелых ядер не зависит (или слабо зависит) от энергии E_d , то можно получить феноменологическое выражение, которое хорошо описывает поведение ширин ГДР в очень широком интервале масс, как для сферических, так и для деформированных ядер [45]:

$$\Gamma = (3,74 \pm 0,09)E_d^2 + (0,69 \pm 0,03)E_d\beta + (0,48 \pm 0,07)(1/E_\beta^0)^2 \text{ МэВ.} \quad (23)$$

Сравнение экспериментальных данных с ширинами, полученными по формуле (23), приведено на рис. 10. Расчетные ширины показаны крестиками. Условные обозначения экспериментальных данных такие же, как на рис. 2. Из рис. 10 видно, что рассчитанные значения хорошо согласуются с экспериментом во всем диапазоне $90 < A < 240$ масс ядер.

3. ИНТЕГРАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Важной характеристикой гигантского дипольного резонанса в ядрах является интегральное сечение возбуждения его фотонами (так же, как и другими элементарными частицами). При теоретическом же анализе экспериментальных значений интегральных сечений возбуждения их связывают с разнообразными правилами так называемых сумм. Эти правила являются следствием коммутационных соотношений и объединяют интегралы полного сечения фотопоглощения с усредненным по основному состоянию системы значением оператора, который определяется гамильтонианом основного состояния ядра и гамильтонианом взаимодействия. Интегральные сечения и соответственно правила сумм могут быть записаны в более общем виде следующим образом:

$$\sigma_n = \int E^n \sigma_{\text{tot}}(E) dE. \quad (24)$$

Наиболее часто при анализе экспериментальных данных используются интегральные характеристики с $n = 0$, $n = -1$ и $n = -2$.

Для атомов Томасом, Райхе и Куном (ТРК) было получено классическое правило сумм. Оно утверждает, что сумма электрических дипольных сил осцилляторов переходов их данного уровня на все уровни дискретного и непрерывного спектра равна числу элементарных зарядов Z в системе [14].

Для интегрального сечения поглощения γ -квантов ядром из этого классического правила сумм (ТРК) следует выражение [54]:

$$\sigma_0^{\text{ТРК}} = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{tot}}(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} (\text{мб} \cdot \text{МэВ}), \quad (25)$$

где \hbar — постоянная Планка; e — заряд протона; M — масса нуклона (протона, нейтрона); c — скорость света; N — число нейтронов; Z — число протонов; A — массовое число.

В работе [55], было показано, что учет сил притяжения в нуклон-нуклонном взаимодействии увеличивает сумму сил осцилляторов. Эта величина была оценена Бете и Левинджером [56] для ядерного потенциала, который описывается суммой простых и обменных сил с одинаковым соотношением между ними. Они получили для интегрального сечения σ_0 простое соотношение

$$\sigma_0 = 60 \frac{NZ}{A} (1 + \alpha) (\text{мб} \cdot \text{МэВ}), \quad (26)$$

где обменная поправка $\alpha = 0,4$. Соотношение (26) получено для дипольного излучения в длинноволновом приближении. Поэтому для тяжелых ядер его использование ограничивается энергиями не выше 30 МэВ.

Используя дисперсионные соотношения, Гелл-Манн, Гольдбергер и Тирринг [57] получили следующее выражение для σ_0 , когда сечение фотопоглощения проинтегрировано до порога рождения мезонов $E_{\text{пор}}$ и учитывает все мультиполи:

$$\int_0^{E_{\text{пор}}} \sigma(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} \left(1 + 0,1 \frac{A^2}{NZ} \right). \quad (27)$$

Обозначения такие же, как для формулы (25).

Правило сумм (27) дает такие же численные значения, что и правила Бете–Левинджера (26), однако этот результат зависит от разницы интегральных сечений рождения мезонов на свободных нуклонах, связанных в ядре. Поскольку эти величины известны с недостаточной точностью, то это правило представляется не очень надежным.

На рис. 11 приведена зависимость нормированных экспериментальных интегральных сечений $\int \sigma_{\text{tot}}(E) dE$ от массы ядер A . Данные различных лабораторий обозначены так же, как на рис. 2. В качестве экспериментальных

интегральных сечений представлены значения $\sigma_{0L} = \int \sigma_L(E) dE = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_0$, где σ_L — функция Лоренца, аппроксимирующая экспериментальные сечения σ_{tot} ; σ_0 , Γ_0 — параметры лоренцевской кривой согласно формуле (12). Нормировка проведена на интегральное сечение $\sigma_0^{\text{ТРК}}$, которое дает классическое правило сумм (25).

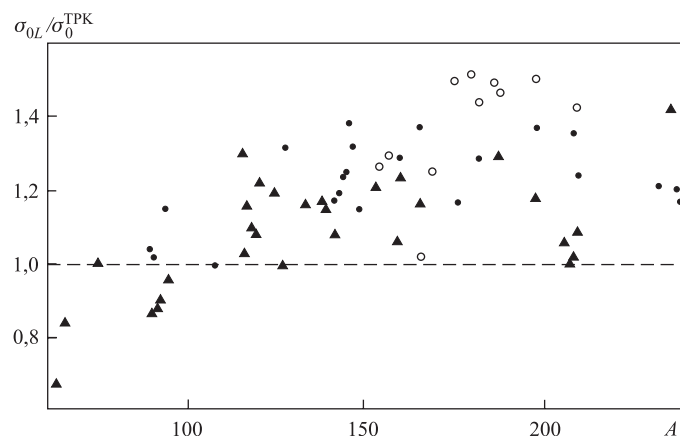


Рис. 11. Зависимость взвешенных экспериментальных интегральных сечений поглощения γ -квантов ядрами от массы ядер

Из рис. 11 видно, что значение $\sigma_{0L}/\sigma_0^{\text{ТРК}}$ в области $A = 100$ близко к единице, однако при увеличении массы ядер растет и при $A > 125$ выходит на плато и составляет 1,2–1,4, т. е. обменная поправка α в формуле (26) находится в пределах 0,2–0,4. В области $A < 100$ видна тенденция к падению экспериментальных интегральных сечений. Величина $\sigma_{0L}/\sigma_0^{\text{ТРК}}$ становится меньше единицы. Это может быть связано с тем обстоятельством, что полные сечения фотопоглощения в этом районе ядер получены путем суммирования фотонейтронных сечений $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(p, n) + \dots$ и не учитывают вклад фотопротонного канала.

В работах [58, 59], используя более точный, нежели в работе [59], вид ядерного потенциала и волновой функции основного состояния, получили значение обменной поправки в 2–3 раза большее, чем в более ранней работе Бете–Левинджера [54].

Измерения полных сечений фотопоглощения в очень широкой области энергий 10–140 МэВ, выполненные для ряда ядер [60], показали, что отношение экспериментальных интегральных сечений к величине $\sigma_{0L}/\sigma_0^{\text{ТРК}}$, полученное из классического правила сумм (23), равно примерно двум. Этот результат указывает на значительную величину интегрального сечения выше 30 МэВ и, по-видимому, подтверждает расчеты [58, 59].

В работе [61] для расчетов интегральных сечений (γ, n) использовалась модель предравновесного распада возбужденных ядер [62], модифицированная в [63] для учета специфики фотоядерных реакций в рассматриваемой области энергий — коллективизации входных ядерных возбуждений типа частица–дырка (*lplh*) в гигантский дипольный резонанс. Согласно [63] интегральное сечение реакции (γ, n) имеет вид

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{B_n}^{E_b} dE_\gamma S(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) \int_{B_n}^{E-B_n} d\varepsilon W_n(E_\gamma, \varepsilon), \quad (28)$$

где B_n — энергия связи нейтрона; ε — его кинетическая энергия; $S(E_\gamma)$ — спектр тормозного излучения с граничной энергией E_b . Для сечения фотопоглощения $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ γ -кванта с энергией E_γ использовалось выражение

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{\sigma_m}{((E_\gamma^2 - E_m^2)/(E_m \Gamma_m))^2 + 1}, \quad (29)$$

где входящие в это выражение параметры имеют следующий вид:

— сечение в максимуме

$$\sigma_m = \frac{120NZ}{\pi A \Gamma_m}, \quad (30)$$

— положение максимума

$$E_m = 77,9A^{-1/3}(1 - e^{-A/238}) + 34,5A^{-1/6} e^{-A/238}, \quad (31)$$

— ширина резонанса $\Gamma_m = 6$ МэВ для всех ядер.

Вероятность $W_n(E_\gamma, \varepsilon)$ распада ядра с вылетом нейтрона с кинетической энергией ε можно представить в виде суммы вклада процесса предравновесного распада ядра из начального состояния двухквaziчастичного возбуждения *lplh* с числом экситонов $n_0 = p + h = 2$ в конечное состояние статистического равновесия и вероятности эмиссии нейтрона из этого конечного равновесного состояния:

$$W_n(E_\gamma, \varepsilon) = W_{n,\text{pre}}(E_\gamma, \varepsilon) + W_{n,\text{eq}}(E_\gamma, \varepsilon). \quad (32)$$

Эмиссия нейтрона на стадии установления статистического равновесия возможна из любого состояния с числом экситонов $n_0 \leq n < n_{\text{eq}}$. Согласно работе [62] использовался метод Монте-Карло для описания временного поведения возбужденной ядерной системы, позволяющий единым образом описать процесс усложнения ядерного состояния за счет внутриядерных переходов с изменением числа экситонов $\Delta n = \pm 2, 0$ и эмиссию частиц в непрерывный спектр. Вычисление вклада испускания частиц на стадии статистического равновесия включается естественным образом, когда $n \geq n_{\text{eq}}$. Таким образом, используемый метод позволил провести расчет эмиссии нейтронов на

всех стадиях реакции (γ, n), а также включить конкурирующие каналы испускания изотопов водорода и гелия, роль которых в исследуемой области энергий достаточно велика.

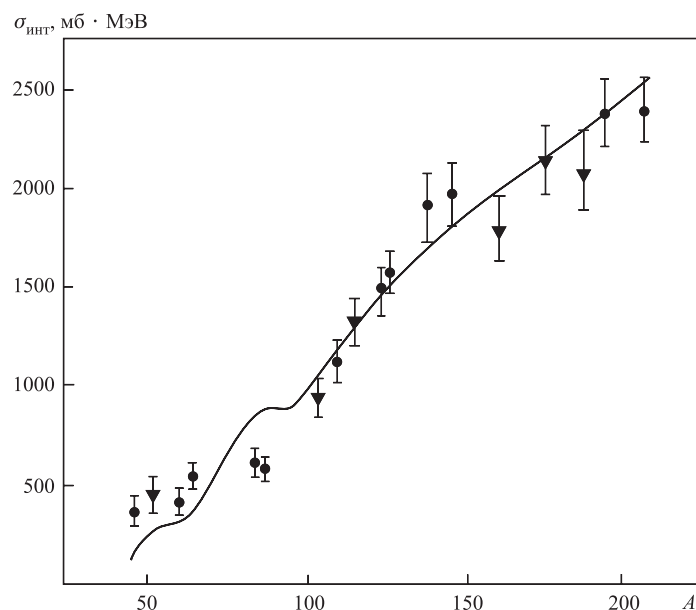


Рис. 12. Сравнение экспериментальных [16] и расчетных [61] интегральных сечений реакций (γ, n)

На основе описанной модели были проведены расчеты интегральных сечений реакций (γ, n) для широкого круга ядер (от ^{45}Sc до ^{208}Pb). Получена гладкая зависимость σ_{int} от A для ядер с $A > 100$ и нерегулярности сечений в районе $A \sim 90$ и $A \sim 60$ (рис. 12). Эти нерегулярности связаны с магическими числами протонов $Z = 28$ и $N = 28$ и 50 . Вблизи этих значений Z и N наблюдаются отклонения от гладкой зависимости энергий связи протона и нейтрона, а также параметра плотности уровней, и это отражается на вероятности эмиссии нейтронов из ядра.

4. ПАРАМЕТРЫ ДЕФОРМАЦИИ И КВАДРУПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ЯДЕР

Параметры E_1 , E_2 лоренцевских кривых (12), которые аппроксимируют форму экспериментальных сечений поглощения, в случае деформированных ядер позволяют рассчитать в рамках коллективной модели [23, 24] параметры

деформации ядер β_0 и их квадрупольные моменты:

$$\beta_0 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{d^2 - 1}{d^{2/3}}, \quad (33)$$

$$Q = \frac{2}{5} r_0 Z A^{2/3} \frac{d^2 - 1}{d^{2/3}} = \frac{3}{5} r_0^2 Z A^{2/3} \beta_0, \quad (34)$$

где $d = a/b$ — отношение большой и малой осей ядерного эллипсоида, определенное из формулы (9); r_0 — радиус ядра.

Параметры деформации β_0 и квадрупольные моменты Q_0 , определенные из сечений σ_{tot} , полученных методом поглощения [18], для деформированных ядер района самарий–вольфрам приведены в табл. 1. Расчет проводился по формуле (34) при $r_0 = 1, 2$ Фм. В этой же таблице для сравнения приведены значения β_0^k и Q_0^k , полученные методом кулоновского возбуждения [51], а также в других фотоядерных экспериментах [4, 64–68]. Из табл. 1 видно, что все данные хорошо согласуются между собой.

Таблица 1

Ядро	β_0 [18]	β_0^k [51]	Q_0 [18], б	Q_0^k [51], б	Результаты фотоядерных экспериментов, б
^{154}Sm	$0,325 \pm 0,031$	0,320	$6,3 \pm 0,7$	6,65	$6,6 \pm 0,4$ [64]
^{156}Cd	$0,309 \pm 0,030$	0,319	$6,2 \pm 0,7$	6,91	
^{165}Ho	$0,309 \pm 0,041$	0,318	$6,8 \pm 0,9$	7,48	$7,14 \pm 0,6$ [65]
^{168}Er	$0,335 \pm 0,030$	0,315	$7,5 \pm 0,8$	7,60	
^{174}Yb	$0,295 \pm 0,039$	0,300	$7,0 \pm 0,9$	7,60	$6,96 \pm 0,4$ [4]
^{178}Hf	$0,302 \pm 0,032$	0,260	$7,5 \pm 0,8$	6,81	
^{180}Hf	$0,289 \pm 0,032$	0,259	$7,2 \pm 0,8$	6,88	$6,94 \pm 0,6$ [66]
^{181}Ta	$0,269 \pm 0,027$	0,252	$6,8 \pm 0,8$	6,75	$6,75 \pm 0,6$ [65]
^{182}W	$0,277 \pm 0,031$	0,236	$7,2 \pm 0,8$	6,40	$7,2 \pm 0,9$ [67]
^{184}W	$0,274 \pm 0,031$	0,223	$7,2 \pm 0,8$	6,09	$6,8 \pm 0,9$ [67]
^{186}W	$0,234 \pm 0,028$	0,215	$6,2 \pm 0,8$	5,9	5,86 [68]

На рис. 13 представлено сравнение параметров деформации β_0 , полученных на основе анализа сечений поглощения γ -квантов ядрами [18, 64–68] с аналогичными результатами в реакциях с заряженными частицами, рассчитанными согласно методам, обобщенным в [69]. Чтобы не загромождать рисунок, результаты фотоядерных экспериментов указаны без ошибок. Относительные погрешности такого рода данных находятся на уровне примерно 7–10%. При этом темными кружками показаны значения из работы [18], кружками частично затемненными — данные Сакле и Ливермора [16], ром-

бами — результаты для иттербия [4]. Светлыми точками, с указанием ошибок, приведены результаты, полученные методами кулоновского возбуждения [51, 52]. Другими значками (с указанием погрешностей) представлены результаты, полученные в экспериментах по рассеянию различных заряженных частиц — электронов, протонов и т. д. [69]. Из рис. 13 следует, что в начале и в конце области редкоземельных элементов наблюдается согласие всех параметров ядерной деформации, полученных на основе как сильного, так и электромагнитного взаимодействий. Это относится и к данным, полученным путем изучения сечений поглощения γ -квантов ядрами.

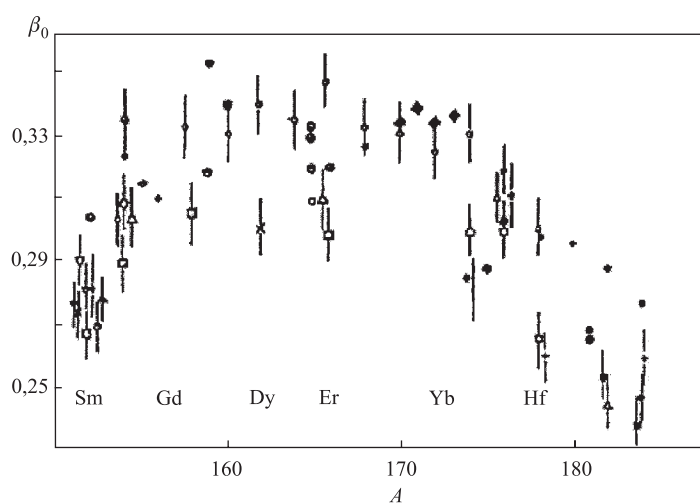


Рис. 13. Зависимость параметра деформации β_0 от массы ядер в области $150 < A < 190$. Сравнение фотоядерных данных с результатами других экспериментов

В середине рассматриваемой области наблюдается систематическое расхождение параметров деформации $\beta_{\text{ояд}}$, измеренных в экспериментах по рассеянию заряженных частиц и параметров, полученных при изучении как приведенной вероятности $B(E2)$ возбуждения, так и времени жизни первого 2^+ -уровня основной ротационной полосы — $\beta_{\text{0кул}}$. И хотя параметры деформации β_0 , полученные из фотоядерных экспериментов содержат заметные ошибки, что затрудняет сравнение, можно утверждать, что эти результаты находятся в лучшем соответствии с величинами $\beta_{\text{0кул}}$ из работ по изучению кулоновского возбуждения.

Такое же соответствие для β и Q_0 наблюдается и для других изотопов редкоземельных элементов, а также изотопов актинидных элементов (Th, U, Pu).

5. ГИГАНТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В РАСПАДЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Приведенные вероятности радиационных переходов при возбуждении и де возбуждении ядер связаны соотношением

$$(2I_i + 1) B(E1, I_f \rightarrow I_i) = (2I_f + 1) B(E1, I_i \rightarrow I_f), \quad (35)$$

где I_i и I_f — спины основного и возбужденного состояний ядра. Поэтому приведенные вероятности переходов, связанные с возбуждением ГДР, будут проявляться и при разрядке высоковозбужденных ядер. Энергия возбуждения этих ядер будет выше энергий ГДР ($E > 15$ МэВ), а сами ГДР могут быть основаны на каких-либо выделенных возбужденных состояниях ядер. Хотя такая энергия возбуждения выше энергии связи нейтрона и, следовательно, возбужденные состояния имеют большую нейтронную ширину, усиление приведенных вероятностей радиационных переходов в случае ГДР позволяет γ -излучению конкурировать с эмиссией нейтронов.

Действительно, измерения спектров γ -излучения из возбужденных ядер обнаружили заметные нерегулярности в области энергий 10–20 МэВ — отступления от гладкой зависимости интенсивности γ -излучения, обратно пропорциональной кубу энергии γ -квантов [70]. Один из примеров таких спектров представлен на рис. 14. После вычета фона в спектре наблюдается отчетливый резонанс, по форме напоминающий ГДР, но с шириной заметно большей, чем в сферических ядрах (рис. 8). Наблюдаемый максимум в спектре можно было описать после вычета фона (гладкой зависимости выхода γ -излучения от энергии возбуждения ядра) суммой двух лоренцевских кривых (13), подобно тому, как это делается для деформированных ядер. Эти особенности γ -спектров интерпретировали как проявления ГДР в возбужденных ядрах [71, 72]. Эти работы положили начало широким исследованиям ГДР в ядрах с большой энергией возбуждения и высокими угловыми моментами. Они принесли много новой информации о свойствах возбуждения ядер — их деформации, амплитуде колебаний ядерной поверхности, связи коллективных и одночастичных степеней свободы.

В то же время необходимо отметить, что такого рода исследования представляют известные трудности, т. к. испускаемое из ядра γ -излучение относится не только к разрядке ГДР, но и других типов возбуждения, а сами ГДР могут быть построены на целом наборе различных возбужденных состояний. Поэтому в экспериментах приходится использовать достаточно сложную методику, основанную на совпадениях γ -излучения от разрядки ГДР с каким-либо другим излучением, характерным для исследуемого уровня, на котором построен ГДР. К ним могут относиться нейтроны, протоны, осколки деления, каскад мягких γ -квантов, характеристическое рентгеновское излучение.

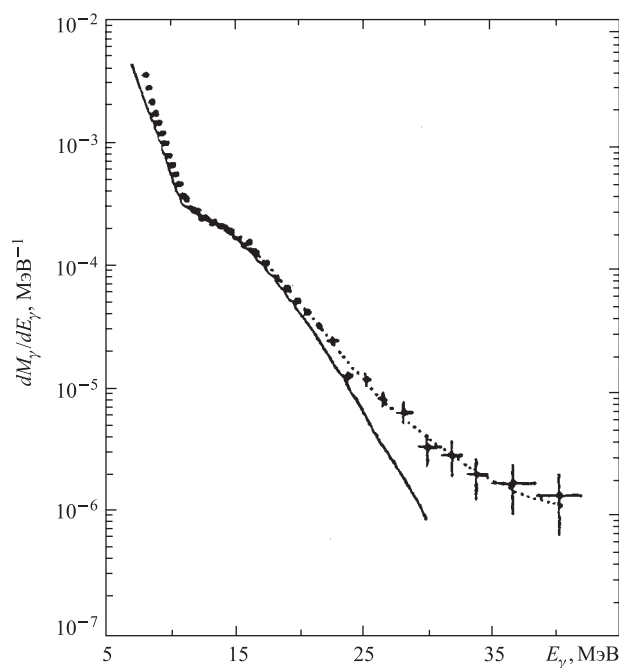


Рис. 14. Спектр γ -излучения в совпадениях с каскадом γ -квантов в реакции $^{70}\text{Ge} + ^{40}\text{Ar}$

При исследовании такой методики доступными для изучения оказываются ядерные состояния с экстремально малыми временами жизни — до 10^{-21} с (период дипольных колебаний электрического заряда ядра). Эти времена много меньше тех, которые характерны для других типов возбуждения. Поэтому определение параметров ГДР позволяет изучать изменения целого ряда ядерных свойств (например, его квадрупольную деформацию) с ростом энергии возбуждения и углового момента.

В исследованиях ГДР возбужденных ядер используют, как правило, реакции с тяжелыми ионами. Реакции слияния позволяют получать составные ядра различного нуклонного состава в широком диапазоне энергий возбуждения и угловых моментов. Беспорядочное движение нуклонов в образующихся составных ядрах может с определенной вероятностью переходить в коллективное, в том числе и с формированием гигантских дипольных резонансов. Однако, как показано в работах [73, 74], к ГДР могут приводить и реакции другого типа — неупругое рассеяние, глубоконеупругие передачи нуклонов, протекающие без образования составного ядра.

В работе [75] было проведено сравнение параметров ГДР для основных состояний ядер Sm и Er, образующихся в реакциях $^{144}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$ и $^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C}$ (в этом случае измерялись спектры γ -излучения из составных ядер Er, имеющих температуру $T = 1$ МэВ и набор спинов $I = 0-20\hbar$). Параметры ГДР (энергии E_i и ширины Γ_i компонент при расщеплении резонанса) представлены в табл. 2.

Таблица 2

Реакция	E_1 , МэВ	E_2 , МэВ	Γ_1 , МэВ	Γ_2 , МэВ
$^{154}\text{Sm} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{Er}$	12,15(9)	15,77(17)	3,63(23)	5,75(71)
$^{148}\text{Sm} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{Er}$	12,21(9)	15,17(13)	3,13(21)	4,81(51)
$^{154}\text{Sm}(\gamma, n)$	12,35(10)	16,10(10)	3,35(15)	5,25(20)
$^{\text{нат}}\text{Er}(\gamma, n)$	12,0	15,5	2,9	5,0

Из табл. 2 видно, что и в реакциях с тяжелыми ионами, где ГДР построен на возбужденных состояниях с энергиями 10–30 МэВ, и в реакциях с γ -квантами, где ГДР относится к основному состоянию ядра, параметры ГДР практически одинаковы. Это указывает, с одной стороны, на близкие значения квадрупольной деформации ядер Er в основном и сравнительно слабо возбужденном состояниях, а с другой — на применимость данного подхода для определения параметров ГДР возбужденных состояний ядер.

Используя указанную выше методику совпадений исследуемого γ -излучения с излучением, испускаемым при разрядке выделенного возбужденного состояния ядра, можно определить параметры ГДР для этих возбужденных состояний (например, квадрупольную деформацию из его расщепления). При этом доступными оказались возбужденные состояния с временами жизни вплоть до периодов дипольных колебаний электрического заряда ядра ($\sim 10^{-21}$ с). Это открывает широкие возможности исследования свойств возбужденных состояний, их изменений с ростом температуры ядра или углового момента. Например, в работе [83] в измерениях спектра γ -излучения в совпадениях с осколками деления в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{175}\text{Ta}$ ($E_{\text{возб}} = 123$ МэВ) было обнаружено большое расщепление ГДР ($E_1 = 9,5(5)$ МэВ, $E_2 = 15,0(10)$ МэВ). Такое расщепление ГДР соответствует квадрупольной деформации $\beta = 0,55(10)$ и указывает на сильное изменение структуры ядра ^{175}Ta и появление супердеформации с ростом энергии возбуждения (для основного состояния ^{175}Ta $\beta \cong 0,25$).

В ядре ^{216}Rn , полученном в реакции $^{198}\text{Pt} + ^{18}\text{O}$ ($E = 96$ МэВ), также наблюдалось большое расщепление ГДР ($E_1 - E_2 = 6,2$ МэВ), который выделялся при регистрации совпадений его γ -излучения с γ -излучением от распада высокоспинового изомера ($I = 30\hbar$, $\tau = 154$ нс) [89].

Подобные расщепления ГДР были обнаружены еще в целом ряде ядер при измерениях γ -спектров в совпадениях с каскадом мягких γ -квантов, нейтронами, продуктами реакций глубоконеупругих передач, что указывает на супердеформированные состояния в этих ядрах. Примеры полученных таким способом значений параметров квадрупольной деформации представлены в табл. 3.

Таблица 3

Ядро	Реакция	Совпадение	E_B , МэВ	I , \hbar	β
^{90}Zr	$^{72}\text{Ge} + ^{18}\text{O}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	75	22	0,22(2) [76]
^{100}Mo	$^{82}\text{Se} + ^{18}\text{O}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	80	24	0,28(3) [77]
^{110}Sn	$^{70}\text{Ge} + ^{40}\text{Ar}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	130	60	0,26(3) [78]
^{150}Gd	$^{124}\text{Sn} + ^{30}\text{Si}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	45	27	0,08(1) [79]
			90	55	0,35(5)
^{156}Dy	$^{116}\text{Cd} + ^{40}\text{Ar}$	$\gamma, \gamma_{\text{is}}$	69	32	0,16(4) [80]
			96	62	-0,37(5) [80]
^{160}Er	$^{141}\text{Pr} + ^{19}\text{F}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	59,2	22	-0,29(1) [81]
^{162}Yb	$^{144}\text{Sm} + ^{18}\text{O}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	50,8	20	0,20(4) [82]
^{175}Ta	$^{159}\text{Tb} + ^{16}\text{O}$	γ, f	123,4	70	0,55(10) [83]
^{194}Hg	$^{162}\text{Dy} + ^{30}\text{Si}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	60	41	0,3(1) [90]
^{198}Hg	$^{142}\text{Nd} + ^{48}\text{Ca}$	$\gamma, 2n$	80	45	0,28(2) [84]
^{200}Pb	$^{181}\text{Ta} + ^{19}\text{F}$	$\gamma, \Sigma\gamma$	69	25	0,37(4) [85–87]
^{216}Rn	$^{198}\text{Pt} + ^{18}\text{O}$	$\gamma, \gamma_{\text{is}}$	96	30	$\sim 0,5$ [89]
^{224}Th	$^{208}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$	γ, f	90	30	0,3(1) [88]

Примечание. $\Sigma\gamma$ — каскад γ -квантов; γ_{is} — γ -излучение при разрядке изомерного состояния; $2n$ — пара нейтронов; f — осколки деления.

Видно большое разнообразие этих параметров. Например, в ряде сферических ядер с магическим числом нейтронов или протонов (^{90}Zr , ^{92}Mo , ^{110}Sn) возбужденные состояния характеризуются значительной деформацией, близкой к той, что у деформированных ядер [76–78]. В некоторых случаях (^{156}Dy , ^{160}Er) ядра в возбужденных состояниях становятся сплюснутыми ($\beta < 0$) [80, 81].

Характерной же особенностью изученных ядер является то, что большая квадрупольная деформация в возбужденных ядрах наблюдается значительно чаще, чем в их основных состояниях. Целый ряд сферических ядер в основных состояниях ядер при возбуждении становятся деформированными, а в некоторых случаях и супердеформированными.

Рассмотренный подход к изучению свойств ядер позволяет получить информацию об их параметрах (например, о квадрупольной деформации) не только в квазистационарных состояниях, но и в так называемых переход-

ных состояниях. К ним можно отнести двойные ядерные системы непосредственно перед слиянием иона с ядром, ядро в момент разрыва на два осколка при делении [73, 74]. ГДР в таких необычных состояниях позволяет существенно расширить наши представления о динамике указанных процессов.

Особенно интересны эксперименты с ядрами, у которых удается выделить несколько возбужденных состояний, на которых основаны ГДР. Это выделение может быть основано на особенностях распада возбужденных состояний (эмиссия нейтронов, осколков деления, длинного каскада γ -квантов и т. д.). Для этого обычно используются многодетекторные системы, которые получают в настоящее время все более широкое развитие.

Необходимо, однако, отметить, что из-за большого разнообразия типов ядерных возбуждений полученной к настоящему времени информации еще недостаточно, чтобы детально судить о характере изменения формы ядра и других его характеристик с ростом энергии возбуждения и углового момента и о зависимости их от нуклонного состава ядра. Несомненно, дальнейшие исследования ГДР в возбужденных ядрах позволят ответить на эти вопросы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических исследований различных аспектов гигантского дипольного резонанса (последние можно найти в обзоре [91]), проблема его детального теоретического описания остается еще не решенной. Так, например, мало исследован вопрос о вкладе различных механизмов фотоядерной реакции — полупрямого (обусловленного распадом $1p-1h$ -конфигураций с вылетом нуклонов в непрерывный спектр), предравновесного и равновесного (идущего через составное ядро). Экспериментально наблюдаемая структура ГДР не получила удовлетворительно полного описания ни в рамках коллективных, ни в рамках микроскопических теорий (частично-дырочная модель, теория конечных ферми-систем).

В теории существуют значительные трудности в интерпретации ширины гигантского резонанса, в объяснении вероятности возбуждения определенных фиксированных состояний дочерних ядер при распаде ГДР, энергетических спектров продуктов и т. д. Трудности теории в описании ширины ГДР, его распада в значительной степени связаны с необходимостью учета возбужденных состояний, более сложных, чем $1p-1h$. Значительная трудоемкость таких задач, неизвестность целого ряда параметров теории приводит к заметным упрощениям, и результаты расчетов в определенном понимании следует пока рассматривать как качественные.

По-видимому, вследствие этих обстоятельств, несмотря на то, что полные сечения поглощения γ -квантов ядрами исследованы далеко не для всех

доступных стабильных изотопов, их измерения в последние годы стали менее интенсивными. Усилия экспериментаторов, изучающих фотоядерные реакции в области энергий ГДР, сосредоточились главным образом на измерениях сечений парциальных реакций, изучении распадных характеристик ГДР, в том числе и с фиксацией отдельных выделенных состояний дочерних ядер, не только основных, но и возбужденных состояний различной природы. Все это приносит неоценимую информацию о ядерной структуре, которая зачастую недоступна для изучения другими методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bothe W., Genter W.* // *Z. Phys.* 1937. Bd. 74. S. 236.
2. *Drechsel D.* // *Nucl. Phys.* 1966. V. 78. P. 465.
3. *Ligensa R., Greiner W.* // *Nucl. Phys. A.* 1967. V. 92. P. 673.
4. *Varlamov A. V. et al.* // *Atlas of Giant Resonances.* IAEA, INDC(NDS)-394. Vienna, 1990.
5. *Penfold A. S., Leiss I. S.* // *Phys. Rev.* 1959. V. 114. P. 1332.
6. *Cook B. S.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1963. V. 24. P. 256.
7. *Тухонов А. Н.* // Докл. АН СССР. 1963. Т. 151. С. 501.
8. *Anderl R. A., Hall J. E., Morrison R. S.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1972. V. 102. P. 101.
9. *Арутюнян Ф. Р., Гольдман И. И. Туманян В. К.* // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 312.
10. *Hayward E., Fuller E. G.* // *Phys. Rev.* 1957. V. 106. P. 991.
11. *O'Connel J., Tipler P., Axel P.* // *Phys. Rev.* 1962. V. 126. P. 228.
12. *Schuhl C., Tzara C.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1961. V. 10. P. 217.
13. *Jupiter C. P. et al.* // *Phys. Rev.* 1961. V. 121. P. 866.
14. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
15. *Варламов В. В., Ишханов Б. С.* // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. С. 858.
16. *Dietrich S. S., Berman B. L.* // *Atlas of Photonuclear Data. At. Data Nucl. Data Tables.* 1988. V. 38. P. 199.
17. *Gurevich G. M. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 321. P. 326.
18. *Gurevich G. M. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 351. P. 257.
19. *Baldwin G. C., Klaiber G. G.* // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. P. 3.
20. *Мигдал А. Б.* // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 81.
21. *Goldhaber M., Teller E.* // *Phys. Rev.* 1948. V. 74. P. 1046.
22. *Steinwedel H., Jensen J. H. D.* // *Z. Naturforsch.* 1950. Bd. 5a. S. 413.
23. *Danos M.* // *Nucl. Phys.* 1958. V. 5. P. 23.
24. *Okamoto K.* // *Phys. Rev.* 1958. V. 110. P. 143.
25. *Carlos P., Beil H., Bergere R.* // *Nucl. Phys. A.* 1971. V. 172. P. 437.
26. *Инотин Е. В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 992.

27. Балдин А. М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 202.
28. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B. 1964. V. 134. P. 284.
29. Семенко С. Ф. // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 414.
30. Le Tourneaux J. // Dan. Mat. Phys. Medd. 1965. V. 34, No. 11. P. 1.
31. Айзенберг М., Грайнер В. Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления. М.: Атомиздат, 1975.
32. Weber H. J. et al. // Z. Phys. 1966. Bd. 192. S. 182.
33. Arenhovel H., Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. 1967. V. 157. P. 1109.
34. Kumar K., Varanger V. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 92. P. 608; V. 122. P. 273.
35. Работнов Н. Н., Серегин А. А. // ЯФ. 1969. Т. 10. С. 286.
36. Gneuss G., Mossel V., Greiner W. // Phys. Lett. B. 1969. V. 30. P. 397.
37. Семенко С. Ф., Тулупов Б. А. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Сб. М.: Наука, 1972.
38. Auerbach N., Yeverehyahn A. // Ann. Phys. 1975. V. 95. P. 35.
39. Hasse R. W., Nerud P. // J. Phys. G. 1976. V. 2. P. L101.
40. Wilkinson D. // Physica. 1956. V. 22. P. 1039.
41. Elliott J. P., Flowers B. H. // Proc. Roy. Soc. A (London). 1957. V. 242. P. 57.
42. Brown G. E., Bolsterley M. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 472.
43. Денисов В. Ю. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 31.
44. Carlos P. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 219. P. 61.
45. Гуревич Г. М., Мазур В. М. // УФЖ. 1984. Т. 29. С. 668.
46. Huber G. M., Danos M., Weber H. J. // Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 1043.
47. Davidson A. M. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 180. P. 208.
48. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B. 1965. V. 138. P. 876.
49. Levis B. M. // Phys. Rev. 1975. V. 11. P. 145.
50. Sakai M. // At. Data Nucl. Data Tables. 1975. No. 6. P. 513.
51. Lobner K. E. C., Vetter M. // Nucl. Data Tables A. 1970. V. 7. P. 495.
52. Raman S. et al. // At. Data Nucl. Data Tables. 1989. V. 42. P. 1.
53. Орлин В. Н. // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 521.
54. Левинджер Дж. Фотоядерные реакции. М.: Иностран. лит., 1962.
55. Freenberg E. // Phys. Rev. 1936. V. 49. P. 328.
56. Levinger J., Bethe H. // Phys. Rev. 1950. V. 78. P. 115.
57. Gell-Mann M., Goldberger M. L., Thirring W. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 1612.
58. Okamoto K., Hasegawa K. // Prog. Theor. Phys. 1962. V. 28. P. 137.
59. Wang T. P., Klark J. W. // Prog. Theor. Phys. 1966. V. 34. P. 778.
60. Ahrens J. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 251. P. 479.
61. Белов А. Г. и др. // АЭ. 2000. Т. 88. С. 391.
62. Гудима К. К., Ососков Г. А., Тонеев В. Д. // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 260.

63. Лукьянов В. К., Селивестров В. А., Тонеев В. Д. // Там же. С. 992.
64. Carlos P., Beil H., Bergere R. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 225. P. 171.
65. Bergere R., Beil H., Veysiere A. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 121. P. 463.
66. Горячев Б. И., Кузнецов Ю. В., Орлин В. Н. // ЯФ. 1976. Т. 25. С. 1145.
67. Сорокин Ю. И., Хрущев В. А., Юрьев Б. А. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 3.
68. Verman V. L., Kelly M. A., Bramblett V. L. // Phys. Rev. 1969. V. 185. P. 1576.
69. Курепин А. Б., Топильская Н. С. // ЯФ. 1976. Т. 25. С. 1117.
70. Neuton J. O., Herskind B., Diamond R. M. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1383.
71. Snover K. A. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1986. V. 36. P. 915.
72. Gaardnoje V. J. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1992. V. 42. P. 483.
73. Каманин В. В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1929.
74. Каманин В. В. и др. // Междунар. шк.-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1987. С. 489.
75. Gasset A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1480.
76. Gundlach B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 2523.
77. Kisinska-Habior M. et al. // Phys. Rev. 1992. V. 45. P. 569.
78. Bracco A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2280.
79. Flibatte S. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 205.
80. Van Shagen J. P. S. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 307. P. 231.
81. Chakrabarty D. R. et al. // Phys. Rev. 1988. V. 37. P. 1437.
82. May A. et al. // Phys. Lett. B. 1996. V. 291. P. 385.
83. Thoennessen M. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 282. P. 288.
84. Atac A. et al. // Phys. Lett. B. 1990. V. 252. P. 545.
85. Thoennessen M. et al. // Phys. Rev. 1988. V. 37. P. 1762.
86. Chakrabarty D. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1092.
87. Butsch R. et al. // Phys. Rev. 1990. V. 40. P. 2454.
88. Dioszodi A. et al. // Phys. Rev. 1992. V. 46. P. 627.
89. Ktiiesik M. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 064317.
90. Lamere F. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014306.
91. Ишханов Б. С., Юдин Н. П., Эрамжян Р. А. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. С. 313.